

1. Связь комплексной степени когерентности и спектральной плотности энергии волнового поля

$$\begin{aligned}
 G_{11}^{(0)} &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} E_1(t) E_1^*(t + \Delta t) dt = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} dt \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E_1(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E_1^*(\omega') e^{i\omega(t+\Delta t)} d\omega' = \\
 &= \frac{1}{2\pi T} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' E_1(\omega) E_1^*(\omega') e^{i\omega' \Delta t} \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i(\omega - \omega')t}}_{2\pi \delta(\omega - \omega')} = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' |E_1(\omega')|^2 e^{i\omega' \Delta t} = [\omega' = -\omega] = \\
 &= \frac{\sqrt{2\pi}}{T} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} |E_1(\omega)|^2 e^{-i\omega \Delta t} d\omega}_{(*)}
 \end{aligned}$$

, где (*) - обратное преобразование Фурье-преобразования от спектральной плотности энергии.

$$\gamma_{11}^{(0)}(\Delta t) = \frac{G_{11}^{(0)}(\Delta t)}{G_{11}^{(0)}(0)} = \frac{\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} |E_1(\omega)|^2 e^{-i\omega \Delta t} d\omega}{\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} |E_1(\omega)|^2 d\omega}$$

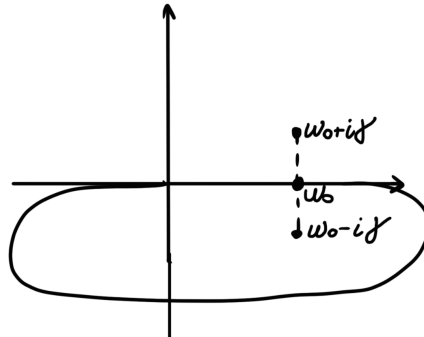
$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re} \left(\gamma_{11}^{(0)} \left(\frac{\Delta r}{c} \right) \right)$$

$$|E_1(\omega)|^2 = \frac{A}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2}$$

- лоренцевский профиль \rightarrow спектральная плотность энергии скопления спонтанно излучающих атомов.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{A e^{-i\omega \Delta t} d\omega}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2}$$

При $\Delta E > 0$:



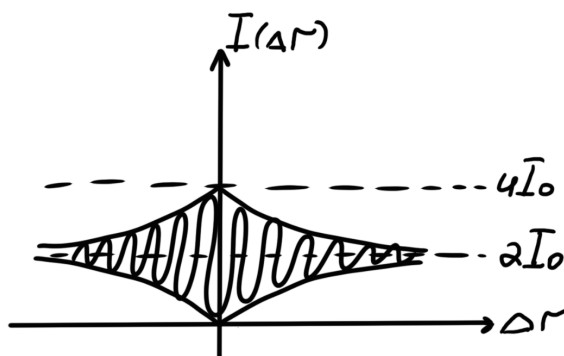
В верхней полуплоскости $\omega = \omega' + i\omega''$ ($\omega'' > 0$). То есть получится экспоненциальный рост, это не годится. Значит интегрируем в нижней полуплоскости:

$$e^{-i\omega \Delta t + \omega'' \Delta t} (\omega'' < 0)$$

$$Int = -A \frac{2\pi i}{-2i\gamma} e^{-i(\omega_0 - i\gamma)\Delta t} = \frac{\pi A}{\gamma} e^{-i\omega_0 \Delta t} e^{-\gamma \Delta t}$$

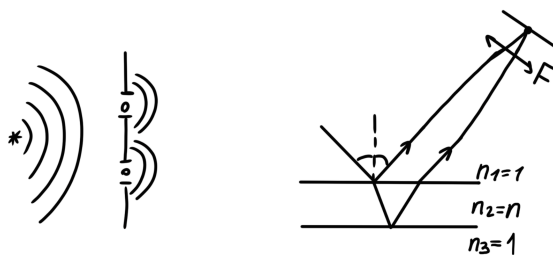
Схема Юнга с одинаковыми щелями (точечный источник) $I_1 = I_2 = I_0 \Rightarrow$

$$I = 2I_0 \left(1 + e^{-\gamma \frac{\Delta r}{c}} \cos \left(\omega_0 \frac{\Delta r}{c} \right) \right)$$



$$V = e^{-\gamma \frac{x d}{L}}$$

2. Апертура интерференции

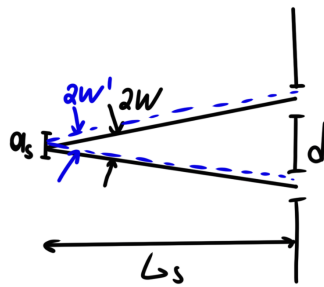


Интерферируют поля разных частей волнового фронта.

Схема деления амплитуды волны:

$$d < l_1 = \frac{\lambda}{2\theta_s} = \frac{\lambda}{\frac{2a_s}{L_s}} \left(V > \frac{1}{2} \right)$$

Перепишем это соотношение в ином виде, пригодном и для схем деления амплитуды волны:



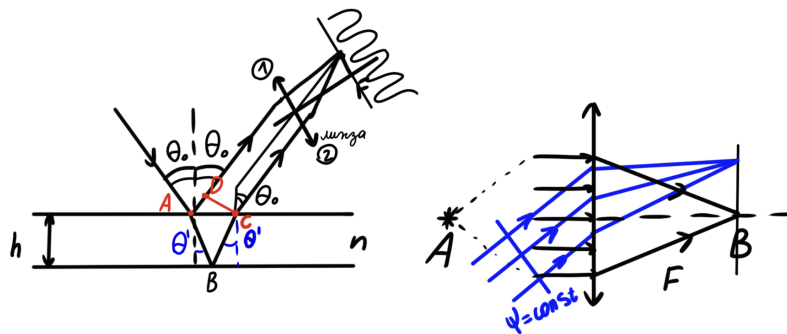
, где $2w$ - апертура интерференции. В параксиальном приближении $(a_s, d, x, y) \ll L, L_s$: $2w \approx 2w'$

$$2w = \frac{d}{L_s} \quad d \leq \frac{\lambda L_s}{2a_s} \quad wa_{s\perp} < \frac{\lambda}{4}$$

, где $a_{s\perp}$ - поперечный размер протяженного источника по отношению к направлению на щели.

3. Интерференция в тонких пленках

Плоскопараллельная пластина. Локализация полос на ∞ .



A и B - сопряженные точки.

$\int ndS$ вдоль всех лучей из точки A в точку B (сопряженную к A) = $\cos nt$

Δr - разница оптических путей пучков (1) и (2) =

$$= 2|AB|n - |AD| + \frac{\lambda_0}{2} \quad (\text{отражение от более плотной оптической среды})$$

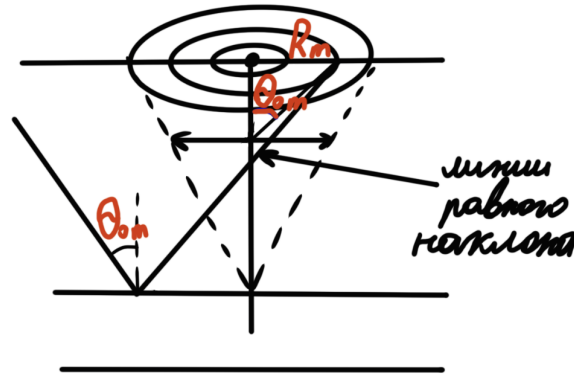
$$|AB| = \frac{h}{\cos \theta'} \quad |AD| = 2h \tan \theta' \sin \theta_0$$

$$n \sin \theta' = \sin \theta_0$$

$$\Delta r = \frac{2hn}{\cos \theta'} - 2h \frac{\sin \theta' n \sin \theta'}{\cos \theta'} + \frac{\lambda_0}{2} = \frac{2hn}{\cos \theta'} (1 - \sin^2 \theta') \frac{\lambda_0}{2} = 2hn \cos \theta' + \frac{\lambda_0}{2} = 2hn \sqrt{1 - \sin^2 \theta'} + \frac{\lambda_0}{2}$$

$$\Delta r = 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0} + \frac{\lambda_0}{2}$$

Пусть ось линзы \perp пластине:

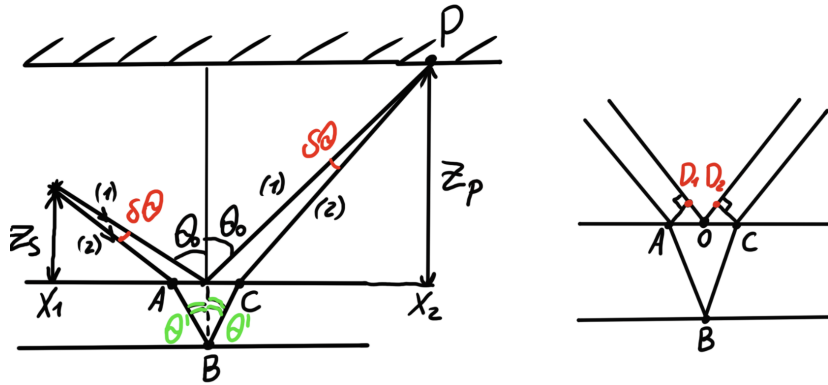


$$2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_{0m}} + \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0, \quad m - \text{целое}$$

$$R_m = F\theta_{0m}$$

Это интерференционная картина локализована на бесконечности, может наблюдаться в фокальной плоскости линзы или аккомодированным на ∞ глазом. $wa_{s\perp} < \frac{\lambda}{4}$. В нашем случае интерферируют параллельные лучи $\Rightarrow w = 0 \Rightarrow a_{s\perp}$ может быть очень большим.

Опыт Поля



$$\Delta r = n(|AB| + |BC|) - (|OD_1| - |OD_2|) + \frac{\lambda_0}{2}$$

$$\sin(\theta_0 - \delta\theta) = n \sin \theta' \text{ при } \Delta\theta \ll \theta_0 \Rightarrow \sin \theta_0 \approx n \sin \theta'$$

$$|x_1 x_2| = z_s \tan \theta_0 + z_p \tan \theta_0 = (z_s + z_p) \tan(\theta_0 - \delta\theta) + h \tan \theta_0 / 2$$

$$\Rightarrow (z_s + z_p)(\tan \theta_0 - \tan(\theta_0 - \delta\theta)) = 2h \frac{\sin \theta_0}{n \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_0}{n^2}}}$$

$$\delta\theta = \frac{2h}{(z_s + z_p)} \frac{\sin \theta_0 \cos^2 \theta_0}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0}} \ll 1 \Rightarrow \delta\theta \ll \theta_0$$

, где $\delta\theta = 2w$ - апертура интерференции.